



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 96-93

ОНФ

М.Ю.Боголюбский, А.П.Воробьев, А.М.Моисеев, В.Н.Рядовиков

**ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ
В pA-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 70 ГэВ НА УСТАНОВКЕ СВД-2**

Протвино 1996

Аннотация

Боголюбский М.Ю. и др. Эффективность регистрации очарованных частиц в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2: Препринт ИФВЭ 96–93. – Протвино, 1996. – 14 с., 10 рис., библиогр.: 6.

На основе имитации процедуры восстановления импульса трека с помощью программы MINUIT, вызываемой на стадии работы программы GEANT, вводится критерий измеримости трека от заряженной частицы в установке СВД-2. Используя данный критерий, вычисляются эффективности регистрации D^+ , \bar{D}^0 -мезонов и Λ_c^+ -бариона для 20 адронных мод распада этих частиц. Показано, что измерить все продукты распада можно только для очарованной частицы, летящей вперед в с.ц.м. При этом эффективность регистрации очарованной частицы с ростом X_f для некоторых мод распада может достигать 1.

Проведено моделирование выделения сигнала от Λ_c^+ в спектре эффективных масс. Сформулированы некоторые обрезания для уменьшения уровня фона. Показано, что возможно выделение сигнала от Λ_c^+ в рассмотренных каналах распада на уровне комбинаторного фона и фона от $pp \rightarrow X$ -взаимодействий в данной области энергий.

Abstract

Bogolyubsky M.Y. et al. Efficiency of Registration for Charmed Particles in pA-Interactions at 70 GeV with SVD-2 Setup: IHEP Preprint 96–93. – Protvino, 1996. – p. 14, figs. 10, refs.: 6.

The criterion of measurability for charged tracks is introduced using the imitation of reconstruction procedure, by means of MINUIT-program incorporated with GEANT. The efficiency of detection for D^+ , \bar{D}^0 and Λ_c^+ (20 hadron decay channels) is estimated with this criterium. It's shown, that a charmed particle, which flies forward in c.m.s, can be detected explicitly only. The detection efficiency of these particles can be near 1 with increasing X_f for some decay modes.

The Λ_c^+ -signal from effective mass spectra is simulated. Some cuts are introduced to decrease the background. It's shown, that the selection of Λ_c^+ -signal for some decay channels is possible from both kinds of the background (combinatory and $pp \rightarrow X$ - interactions).

Введение

Второй этап проведения эксперимента E-161 [1] по изучению механизмов образования очарованных частиц в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ предполагает модернизацию установки СВД, которая главным образом заключается в замене быстроциклирующей пузырьковой камеры прецизионным вершинным детектором на основе полупроводниковых микроstriповых детекторов, что позволит существенно увеличить статистику эксперимента.

Теоретические предсказания, учитывающие экспериментальные данные, указывают на то, что сечение образования очарованных частиц в данной области энергий невелико и составляет 1-2 мкб. Известно также, что очарованные частицы (D^\pm, D^0, Λ_c^+) имеют большое число различных мод распада, так что даже самые вероятные каналы распада имеют брэнчинг на уровне нескольких процентов. Поэтому вопрос об эффективности регистрации в установке СВД-2 некоторого распада очарованной частицы очень важен для оценки возможности получения достаточного количества измеренных событий с распадами очарованных частиц.

В данной работе с помощью программ PYTHIA и GEANT проводится расчет эффективностей регистрации наиболее вероятных адронных мод распада очарованных мезонов D^+, \bar{D}_0 и бариона Λ_c^+ , а также оценка уровня сигнала от $\Lambda_c^+(2285)$ в спектре эффективных масс. Предварительные результаты этих расчетов приведены в работе [1].

1. Генерация событий

Для розыгрыша событий $pp \rightarrow c\bar{c} + X$ при 70 ГэВ использовалась программа PYTHIA 5,3 [3]. В табл.1 приведены относительные выходы очарованных частиц разных типов в процентах. Мы видим, что, например, \bar{D}^0 -мезон наблюдается в 74% событий с чармом, Λ_c^+ -барион — в 55%, D^0 -мезон — в 28% и т.д. На рис.1 представлены основные характеристики (распределения по импульсу и пролетной

длине) для частиц D^+ , \bar{D}^0 , Λ_c^+ . Импульсное распределение Λ_c^+ отражает периферийное образование Λ_c^+ на дикварке протона. Пролетные длины D^+ - и \bar{D}^0 -мезонов (средние значения 1,5 и 0,85 мм соответственно) позволяют регистрировать эти частицы по промаху распадных треков в первичную вершину при наличии прецизионного вершинного детектора. Средняя пролетная длина Λ_c^+ равна 0,5 мм, поэтому выделять Λ_c^+ на фоне других частиц в событии придется скорее всего не по промаху, а из спектра эффективных масс [1].

Таблица 1. Относительные выходы очарованных частиц и брэнчинги некоторых адронных мод их распада (%).

а) выход частиц:

$$\begin{array}{llll} \bar{D}^0 - 73.6 & \Lambda_c^+ - 55.1 & D^0 - 27.6 & D^- - 23.6 \\ D^+ - 13.1 & D_s^+ - 3.5 & D_s^- - 2.4 & \end{array}$$

б) выход пар частиц:

$$\begin{array}{lll} (\Lambda_c^+)(\bar{D}^0) - 41. & (D^0)(\bar{D}^0) - 21. & (\Lambda_c^+)(D^-) - 13. \\ (D^+)(\bar{D}^0) - 10. & (D^-)(D^0) - 7. & (D^+)(D^-) - 3. \end{array}$$

в) брэнчинги распадов:

Распад \bar{D}^0	Br	Распад D^+	Br	Распад Λ_c^+	Br
$K^+ \pi^-$	4.0	$K^- \pi^+ \pi^+$	9.1	$p K^- \pi^+$	4.4
$K^+ \pi^- \pi^0$	13.8	$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	6.4	$\Lambda^0 \rho^+$	2.0
$K^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	15.0	$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^0$	9.7	$\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	2.7
$K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	8.1	$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	7.0	$p \bar{K}^0$	2.1
$K^0 \pi^+ \pi^-$	5.0	$\bar{K}^0 \pi^+$	2.8	$p \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	2.4
$K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	4.0	$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$	1.0	$\Sigma^+ \pi^+ \pi^-$	3.0
		$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$	5.4	$\Sigma^+ \omega$	2.4

События с распадом очарованных частиц имеют среднюю множественность заряженных треков равную 8, среднюю множественность γ -квантов также равную 8, среднюю множественность нейтральных частиц (K^0, Λ^0) равную 2.

Для расчета эффективности регистрации очарованных частиц в СВД-2 мы имели следующие выборки: 1000 событий с D^+ -мезоном, 1000 событий с \bar{D}^0 -мезоном и 1000 событий с Λ_c^+ -барионом, сгенерированных программой PYTHIA. Так как нами изучался вопрос эффективности регистрации определенной моды распада той или другой частицы и из-за наличия у этих частиц заметной пролетной длины, распад очарованной частицы осуществлялся уже в программе GEANT и по заданному каналу. Естественно, в первую очередь нас интересовали наиболее вероятные моды распада. В табл.1 перечислены моды распада D^+ , \bar{D}^0 , Λ_c^+ , которые мы использовали в своем анализе, приведены наблюдаемые значения их брэнчингов.

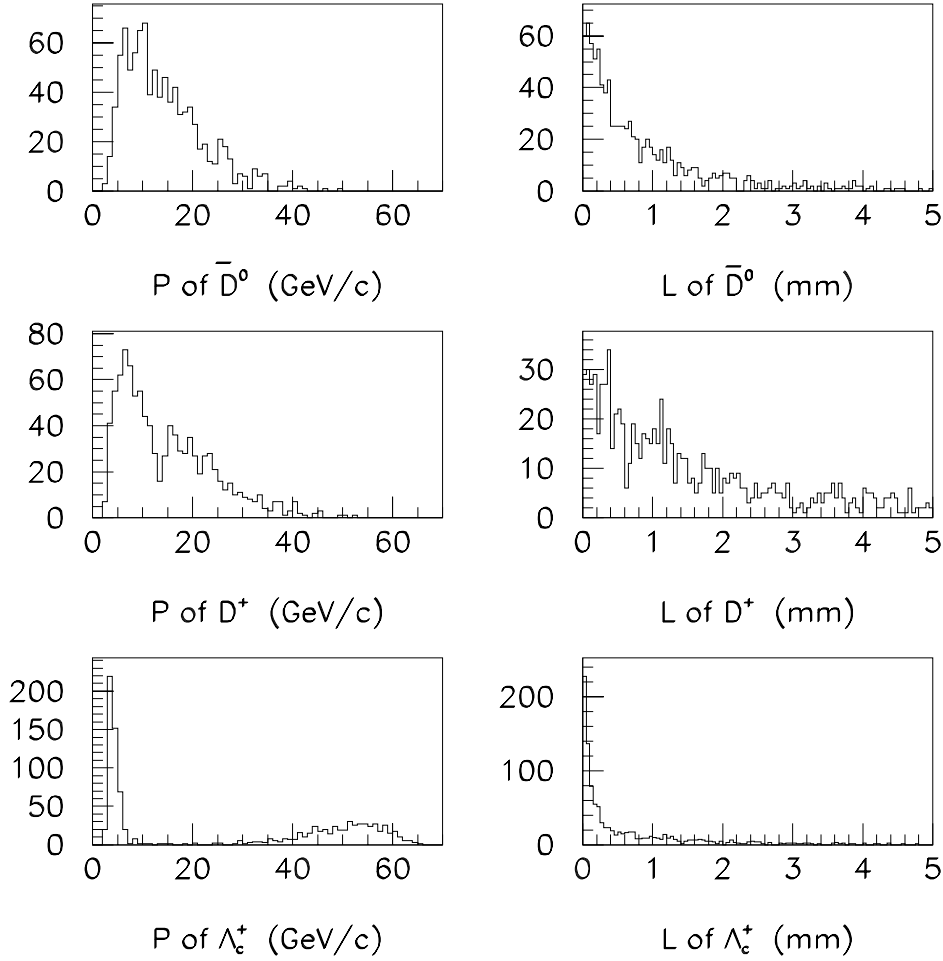


Рис. 1. Характеристики (импульс и пролетная длина) чармованных частиц в $pp \rightarrow c\bar{c} + X$ взаимодействии при 70 ГэВ/с.

2. Прохождение частиц через установку

Подробное описание установки СВД-2 дано в работе [1]. Моделирование прохождения частиц через установку проводилось с помощью программы GEANT 3.14 [3]. Набор детекторов, описанных в программе GEANT, был следующим (рис.2): активная мишень (АМ), микростриповый вершинный детектор (МВД), вершинный детектор из микродрейфовых трубок (ВД), магнитный спектрометр (МС), состоящий из трех станций проволочных пропорциональных камер (ППК1, ППК2, ППК3). Детектор гамма-квантов (ДЕГА) рассматривался как плоскость размером $1,85 \times 1,2 \text{ м}^2$ на расстоянии 8,8 м от точки взаимодействия, пересечение которой γ -квантом означало его регистрацию.

Положение точки первичного взаимодействия разыгрывалось по всему эффективному объему мишени. Каждая рожденная частица трассировалась через элементы установки с учетом реальной карты магнитного поля [4], напряженностью

9,8 кГс в максимуме, и учетом многократного рассеяния в средах детекторов и экранов. Нестабильные частицы прослеживались до точки распада, а затем вся процедура повторялась для распадных треков. Координаты пересечения треком чувствительной области (измеренные точки) “размазывались” по распределению Гаусса со средним значением истинной координаты и средней ошибкой, равной координатному разрешению данного детектора.

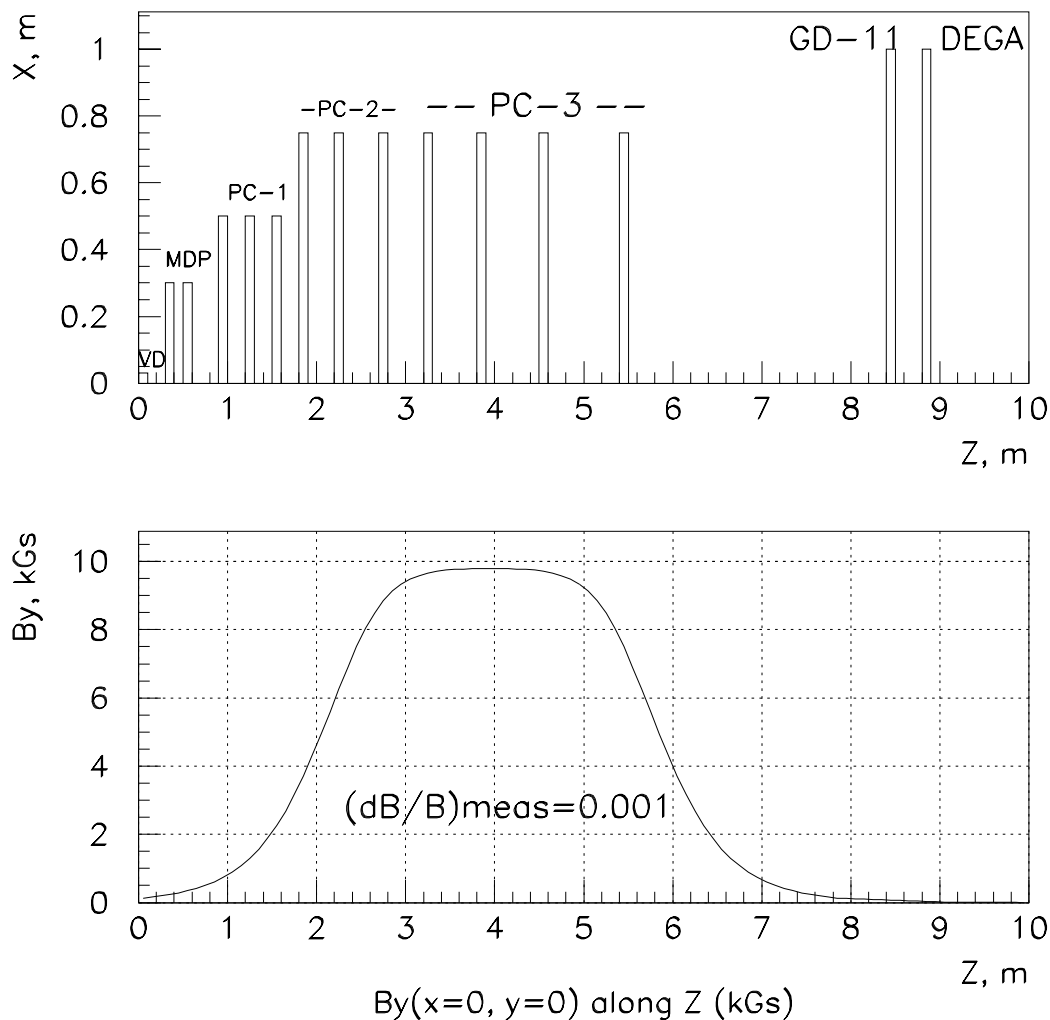


Рис. 2. Схема установки СВЛ-2 и карта магнитного поля (XZ — плоскость).

3. Критерий измеримости трека

Вопрос регистрации очарованной частицы в выбранной геометрии установки сводится к измерению импульса всех треков от продуктов ее распада. На данном этапе развития математического обеспечения эксперимента использовать программы геометрической реконструкции и кинематического анализа в полном объеме не представлялось возможным. Поэтому была использована упрощенная процедура

восстановления импульса трека и вычисления ошибки импульса таким образом, чтобы эта ошибка наиболее совпадала с той, которую дает программа реконструкции.

Как известно, импульс трека определяется величиной угла поворота трека и приращением поперечного импульса в магнитном поле установки. Приращение поперечного импульса ΔP_t , в свою очередь, пропорционально $\int B dL$, где B — индукция магнитного поля, а L — путь частицы в плоскости перпендикулярной направлению силовых линий магнитного поля. Таким образом, точность вычисления ΔP_t определяется точностью измерения карты магнитного поля, и в нашем случае составляет $< 0,1\%$. Мы предполагали, что основная доля ошибки в определении импульса трека связана с ошибкой измерения угла поворота трека, что ошибкой в определении ΔP_t можно пренебречь и за ΔP_t принимали разность импульсов в первой и последней измеренных точках, значения которых дает GEANT, т.е.

$$\Delta P_t = | \vec{P}_n - \vec{P}_k | = P_n \sin \alpha, \quad (1)$$

где α — угол между \vec{P}_n и \vec{P}_k (угол поворота трека). При этом также предполагалось, что по абсолютной величине импульс трека не меняется при прохождении установки (потери энергии незначительны). Далее каждый трек фитировался некоторой кривой (прямая+окружность, парабола, гипербола или полином 3-й степени) с помощью программы MINUIT [5], в результате чего мы могли вычислить угол α как разность между начальным и конечным направлениями трека. Восстановленный импульс $P_{фит}$ вычислялся как отношение ΔP_t (из GEANT'а) к $\sin \alpha_{фит}$ (после фитирования), т.е. $P_{фит} = \Delta P_t / \sin \alpha_{фит}$.

Таким образом, ошибка импульса определяется ошибкой в определении угла α , которая в основном связана с координатными ошибками измеренных точек трека (т.е. с координатным разрешением детекторов установки). Присутствует также и ошибка метода фитирования трека. Но мы не ставили задачи корректно учесть все ошибки при восстановлении импульса трека. Это делается в программе геометрической реконструкции TRIDENT [1]. Рис.3 как раз иллюстрирует хорошее согласие между значениями ошибок импульса, полученными после восстановления треков программой TRIDENT и нашим упрощенным методом фитирования, в зависимости от импульса треков.

В нашем случае измеренным считался заряженный трек, для которого выполняются следующие условия:

- Имеется не менее 3 измеренных точек.
- Имеется хотя бы одна измеренная точка в магнитном спектрометре, так как только по измерениям в МВД и ВД нельзя восстановить импульс (прямой участок трека).
- Относительная ошибка восстановления импульса трека $\Delta P/P = |P_{ист} - P_{фит}|/P_{ист}$ не превышает 25%.

Что касается π^0 -мезонов, то π^0 считался измеримым, если оба γ -кванта от его распада попадали в ДЕГА.

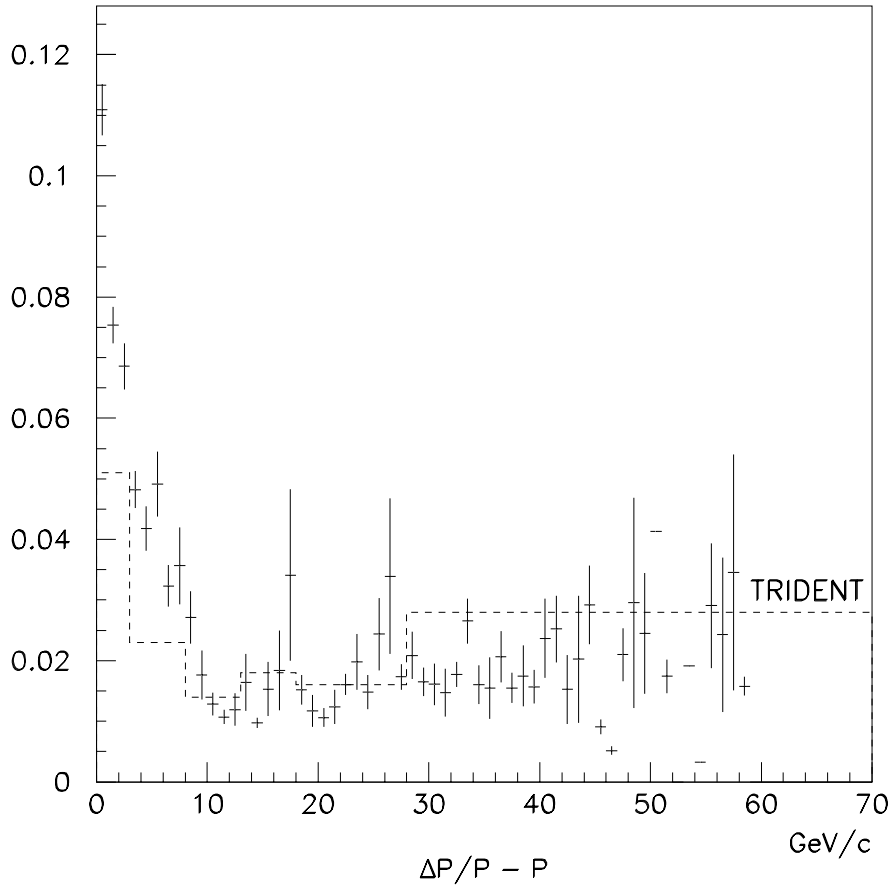


Рис. 3. Зависимость относительной ошибки ($\Delta P/P$) восстановления импульса трека от величины импульса (P). Штриховой линией показана усредненная относительная ошибка импульса при реконструкции реальных треков программой TRIDENT (см. работу [1]).

4. Эффективность регистрации некоторых мод распада очарованных частиц

Эффективность регистрации очарованной частицы на установке СВД-2 зависит от моды ее распада и определяется геометрией детектора. Для мод распада, не содержащих π^0 -мезоны, измеримость очарованной частицы устанавливалась с использованием информации только с вершинных детекторов и магнитного спектрометра. Для каналов с π^0 -мезонами и γ -квантами измеримость последних устанавливалась по факту их попадания в плоскость ДЕГА.

В табл.2 приведены значения эффективностей измерения \bar{D}^0 -, D^+ -мезонов и Λ_c^+ -бариона отдельно для каждой моды распада (см. табл.1) и эффективности измерения продуктов их распада. Видно, что эффективность регистрации чисто заряженных мод распада очарованных частиц выше, чем для каналов, содержащих нейтральные K^0 , Λ^0 , а тем более π^0 . Эффективность регистрации убывает с ростом

множественности частиц в распадном канале. Что касается измеримости продуктов распада очарованных частиц, то мы видим, что в среднем регистрируется 60-80% протонов, 70-80% K^\pm -мезонов, 60-70% π^\pm -мезонов, около 20% K^0 -мезонов и 15-20% π^0 -мезонов.

Таблица 2. Эффективности измерения очарованных частиц и продуктов их распада.

Распад \ Частица	K^+	π^\pm	K^0	π^0	\bar{D}^0
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	0.69	0.61	-	-	0.43
$D^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$	0.80	0.71	-	0.22	0.17
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	0.78	0.71	-	0.29	0.03
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	0.79	0.73	-	-	0.40
$D^0 \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^-$	-	0.67	0.19	-	0.10
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	0.81	0.77	-	0.15	0.10

Распад \ Частица	K^-	π^\pm	\bar{K}^0	π^0	D^+
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	0.73	0.68	-	-	0.41
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0$	0.80	0.75	-	0.17	0.14
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^0$	-	0.66	0.20	0.18	0.04
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	-	0.72	0.21	-	0.13
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$	-	0.60	0.19	-	0.12
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^-$	0.82	0.77	-	-	0.44
$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$	-	0.75	0.19	0.15	0.04

$\Lambda_c^+ \rightarrow \backslash$ Частица	p	K^-	π^\pm	\bar{K}^0	Λ^0	ρ^+	Σ^+	ω	Λ_c^+
$\rightarrow p K^- \pi^+$	0.75	0.60	0.59	-	-	-	-	-	0.47
$\rightarrow \Lambda^0 \rho^+$	-	-	-	-	0.20	0.29	-	-	0.15
$\rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	-	-	0.61	-	0.35	-	-	-	0.24
$\rightarrow p \bar{K}^0$	0.63	-	-	0.14	-	-	-	-	0.13
$\rightarrow p \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	0.47	-	0.40	0.20	-	-	-	-	0.18
$\rightarrow \Sigma^+ \pi^+ \pi^-$	-	-	0.61	-	-	-	0.18	-	0.17
$\rightarrow \Sigma^+ \omega$	-	-	-	-	-	-	0.14	0.27	0.07

На рис.4, 5 показаны распределения по X_f измеримых D^+ , \bar{D}^0 и Λ_c^+ для некоторых каналов распада на фоне распределения по X_f для всех D^+ , \bar{D}^0 и Λ_c^+ соответственно. Сразу видим, что в СВД-2 можно измерить только очарованные частицы, летящие вперед в с.ц.м.

Зависимость эффективности регистрации от X_f очарованной частицы представлена на рис.6. Видно, что с увеличением X_f эффективность регистрации в основном растет и для некоторых мод распада достигает 100%.

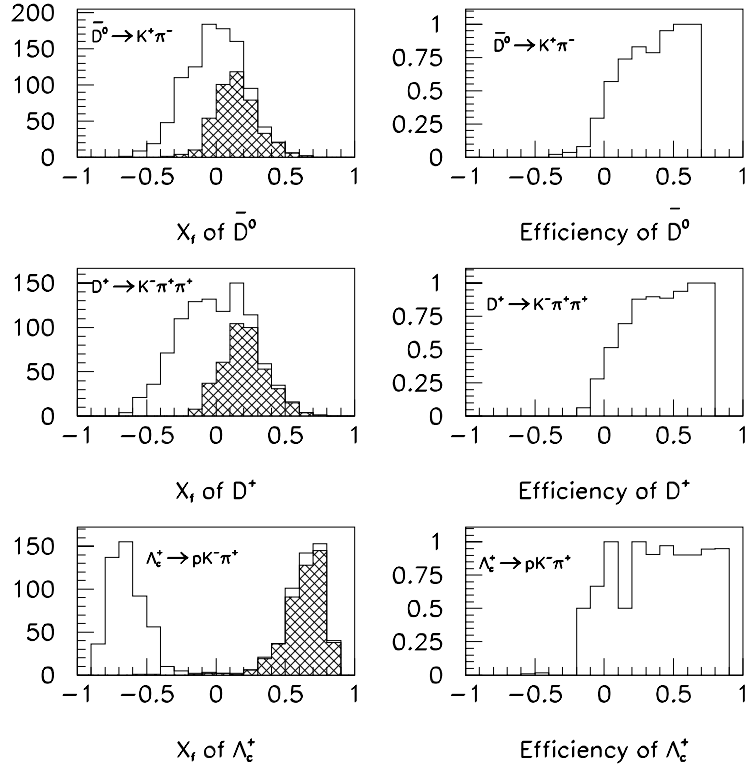


Рис. 4. Распределения по X_f чармованных частиц (для измеримых заштриховано) и зависимость эффективности измерения от X_f для некоторых мод распада.

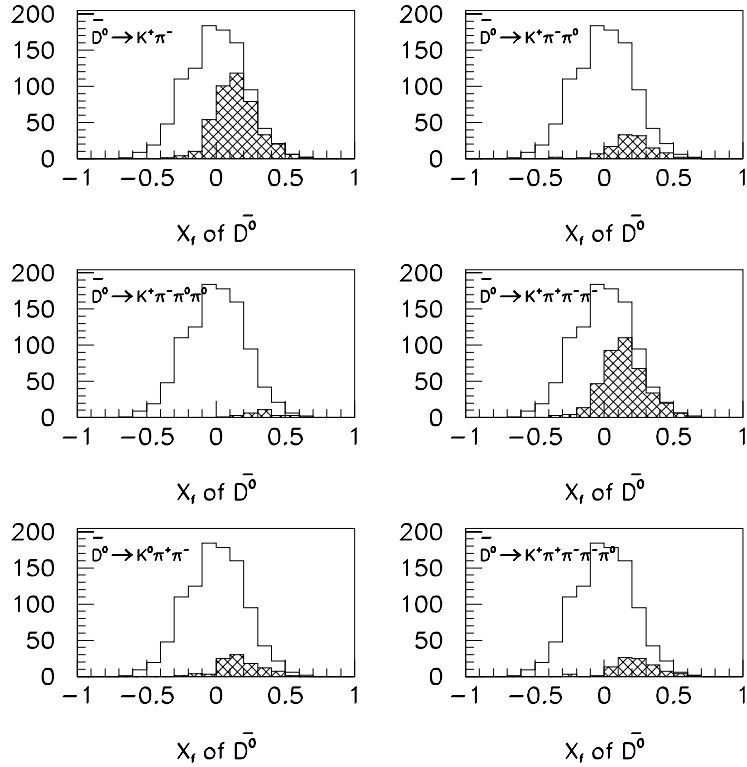


Рис. 5. Распределения по X_f измеримых \bar{D}^0 -мезонов для различных мод распада.

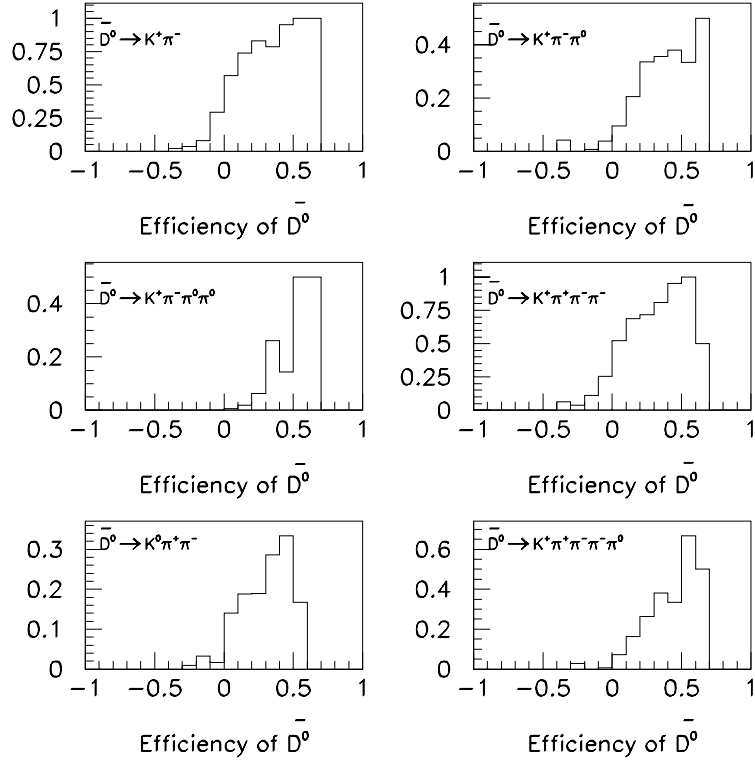


Рис. 6. Зависимость эффективности измерения \bar{D}^0 -мезонов от X_f для различных мод распада.

5. Выделение сигнала от Λ_c^+ (2285) в спектре эффективных масс

Как уже отмечалось выше, длина пробега Λ_c^+ недостаточна для регистрации его в большинстве случаев по промаху треков в первичную вершину при предполагаемом координатном разрешении МВД. Остается метод выделения сигнала от Λ_c^+ в спектре эффективных масс продуктов его распада. Фон, который сопровождает этот сигнал, можно разделить на два вида: внутренний (комбинаторный) фон от частиц, зарегистрированных в том же событии с рождением Λ_c^+ , но не принадлежащих продуктам его распада; внешний фон от событий без Λ_c^+ . Внешний фон важен только при оценке инклюзивного сечения по данному каналу распада Λ_c^+ . Если внешний фон можно уменьшить при триггировании и при "off-line" обработке, отбирая события с рождением чарма, то избавиться от внутреннего фона очень сложно.

Но при оценке уровня фона в сигнале Λ_c^+ картина другая. Если внутренний фон учесть несложно, построив спектр эффективных масс продуктов распада Λ_c^+ для смоделированных событий, то для оценки внешнего фона нужно знать степень подавления фона триггером, эффективность системы обработки по выделению

событий с чармом и т.д. К внешнему фону для данного распада Λ_c^+ можно также отнести и фон от событий с рождением чарма, в которых Λ_c^+ распадается в действительности по другой моде, но, как показало моделирование, этот фон незначителен по сравнению с фоном от $pp \rightarrow X$ событий. Поэтому мы приводим значения уровня внешнего фона в сигнале, рассчитанные при моделировании 1000 фоновых событий, которые представляют собой $pp \rightarrow X$ события. Если сечение неупругого pp -взаимодействия с множественностью заряженных частиц $N \geq 4$ равно 20 мб, а за сечение $pp \rightarrow \text{charm} + X$ событий принять 2 мкб, то на одно событие с чармом приходится 10000 фоновых событий.

В работе [6] показано, что триггер установки СВД-2 подавляет фоновые события в 100 раз. Таким образом, в нашем случае на 1 событие с чармом будет приходиться примерно 100 фоновых событий. Далее, если это число разделить на 0,55 (доля событий с Λ_c^+) и на значение брэнчинга данной моды распада (см. табл.1), то мы получим число фоновых $pp \rightarrow X$ событий, приходящихся на одно событие с данной модой распада Λ_c^+ .

Рассмотрим пример построения спектра эффективных масс Λ_c^+ , когда имеется распад $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \rho^+$. Во-первых, мы предполагали, что имеется информация с черенковского счетчика (ЧС) установки, т.е. для заряженных треков с импульсом $6 < p < 20$ ГэВ/с нам известна масса частицы. Λ^0 -барионы, зарегистрированные в эффективном объеме установки, идентифицируются с большой вероятностью (=1). Эффективность регистрации γ -квантов в ДЕГА также близка к единице.

В данном распаде есть ρ^+ -мезон, который распадается на π^+ , π^0 -мезоны. Поэтому мы сначала строим спектр эффективных масс пары γ -квантов для выделения π^0 -мезона. При этом энергетическое разрешение ДЕГА предполагалось равным 4% (см. работу [1]). На рис.7 представлен полный спектр эффективных масс системы (γ, γ) и спектры для случаев, когда оба γ -кванта принадлежат π^0 от ρ^+ , когда оба γ -кванта принадлежат π^0 , но не от ρ^+ , и комбинаторный фон. Область обрезаний была $((135 \pm 6) \text{ МэВ}/c^2)$. Далее строился спектр эффективных масс комбинации (π^+, π^0) для выделения сигнала от ρ^+ -мезона.

Из рис.8 мы видим, что комбинаторный фон, когда (γ, γ) не принадлежат π^0 , незначителен, что фон обусловлен π^0 -мезонами, не принадлежащими Λ_c^+ . Ширина резонанса ρ^+ равна $150 \text{ МэВ}/c^2$, поэтому вырезалась область $(M \pm 2\Gamma)$, т.е. от 0,5 до 1,1 ГэВ/с². Для полученного таким образом ρ^+ строился спектр эффективных масс комбинации (Λ^0, ρ^+) .

Из рис.9, на котором представлены распределения по переменной Фейнмана для комбинаций (Λ^0, ρ^+) , видно, что для уменьшения фона можно ввести обрезание $X_f(\Lambda^0, \rho^+) > 0,3$ без существенной потери нужных нам событий. С учетом этих обрезаний на рис.10 представлен спектр эффективных масс системы (Λ^0, ρ^+) . Четко виден сигнал от Λ_c^+ при незначительном внутреннем фоне. Ширина сигнала равна примерно $50 \text{ МэВ}/c^2$.

Мы построили аналогичным способом спектры эффективных масс для 5 каналов распада Λ_c^+ . Во всех случаях использовалось обрезание $X_f > 0,3$. Результаты анализа этих спектров сведены в табл.3. Числа комбинаций в сигнале от Λ_c^+ и

от внутреннего фона относятся к 1000 событий с распадом Λ_c^+ . По результатам моделирования 1000 фоновых событий в соседнем столбце приведены оценки количества комбинаций от внешнего фона на 1 событие с данным распадом Λ_c^+ при условии, что триггер установки подавляет фоновые события в 100 раз. Чтобы получить значение внешнего фона в сигнале (равномерной подложки), нужно это число умножить на число комбинаций от распада Λ_c^+ из первого столбца. Видно, что для выделения сигнала от Λ_c^+ , распадающегося по каналу $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$, потребуется очень тщательная отбраковка фоновых событий. Ситуация с выделением других адронных мод распада Λ_c^+ более обнадеживающая. А для распада $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0$ в полосе масс от 1.8 до 2.8 ГэВ/c² не было ни одной комбинации от фоновых событий.

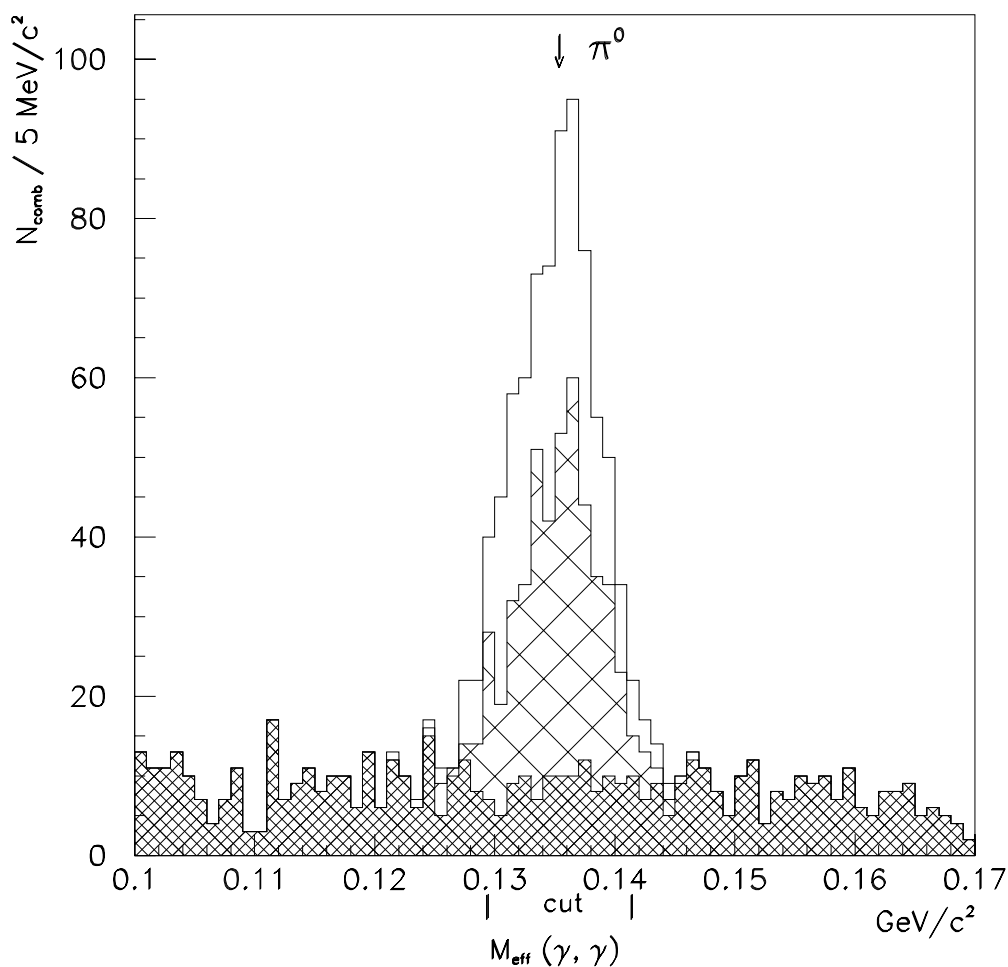


Рис. 7. Спектр эффективных масс пары γ -квантов для следующих случаев: оба γ -кванта из π^0 от Λ_c^+ (не заштриховано); оба γ -кванта из π^0 , но не от Λ_c^+ (крупная штриховка); γ -кванты из разных π^0 (мелкая штриховка).

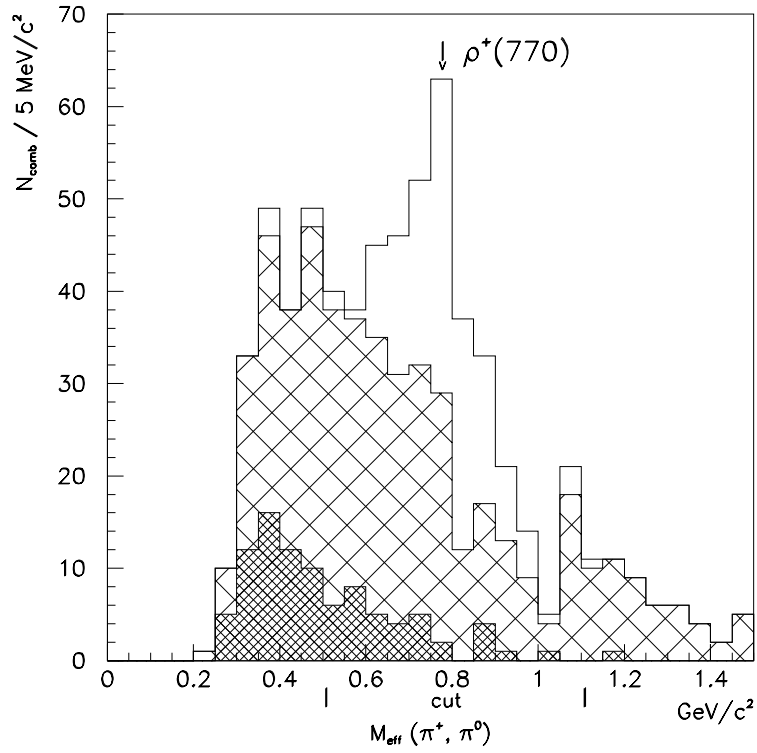


Рис. 8. Спектр эффективных масс комбинации (π^+, π^0) для случаев: (π^+, π^0) из ρ^+ от Λ_c^+ (не заштриховано); (π^+, π^0) не от Λ_c^+ (крупная штриховка); пара γ -квантов не из π^0 (мелкая штриховка).

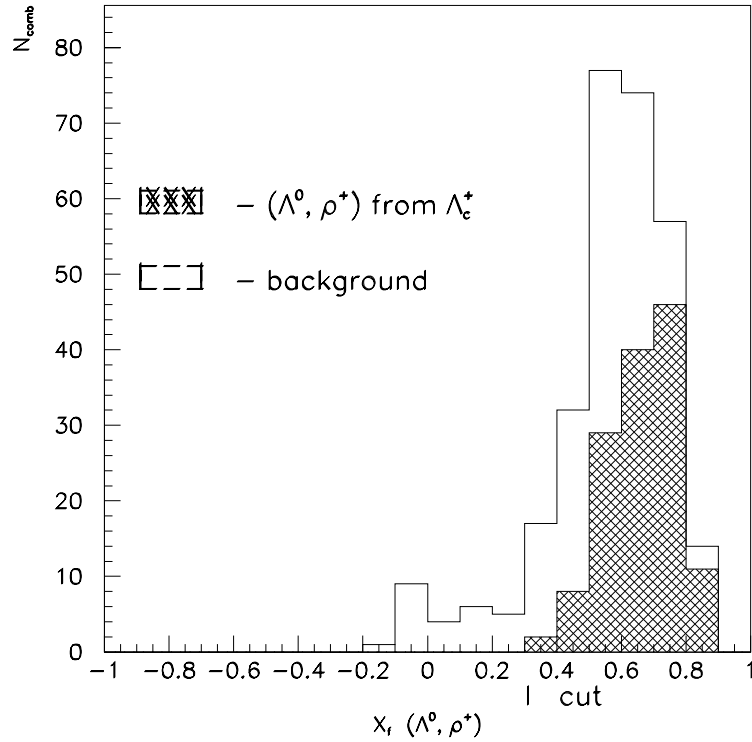


Рис. 9. Распределение по X_f для комбинации (Λ^0, ρ^+) : (Λ^0, ρ^+) от Λ_c^+ (заштриховано); фон (не заштриховано).

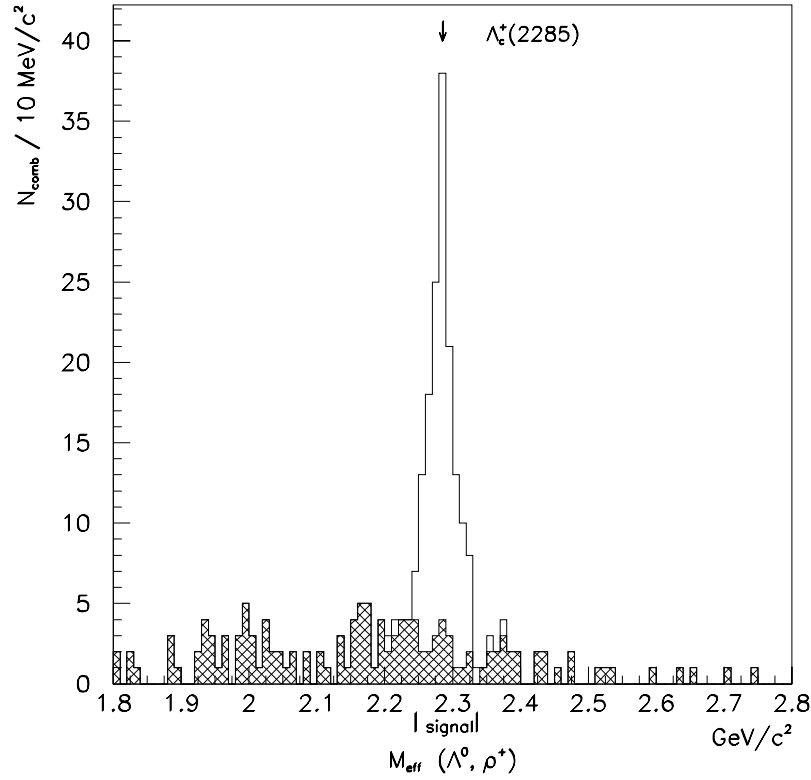


Рис. 10. Сигнал от Λ_c^+ в спектре эффективных масс системы (Λ^0, ρ^+) и внутренний (комбинаторный) фон (заштриховано).

Таблица 3. Число комбинаций в сигнале от Λ_c^+ и числа фоновых комбинаций.

Распад Λ_c^+	Н комб. от Λ_c^+	Внутр. фон	Внешний фон на 1 распад ($K_{trig} = 100$)
$\rightarrow p K^- \pi^+$	141	56	20.7
$\rightarrow \Lambda^0 \rho^+$	121	25	3.6
$\rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	212	188	4.0
$\rightarrow p \bar{K}^0$	122	3	< 0.1
$\rightarrow p \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	83	37	0.8

Заключение

На основе имитации процедуры восстановления импульса трека с помощью программы MINUIT, вызываемой на стадии работы программы GEANT, вводится критерий измеримости трека от заряженной частицы в установке СВД-2. Используя данный критерий, вычисляются эффективности регистрации D^+ , \bar{D}^0 -мезонов и Λ_c^+ -бариона для 20 адронных мод распада этих частиц. Показано, что измерить все продукты распада можно только для очарованной частицы, летящей вперед в с.ц.м. При этом эффективность регистрации очарованной частицы с ростом X_f для некоторых мод распада может достигать 1.

Проведено моделирование выделения сигнала от Λ_c^+ в спектре эффективных масс. Сформулированы некоторые обрезания для уменьшения уровня фона. Показано, что возможно выделение сигнала от Λ_c^+ в рассмотренных каналах распада на уровне комбинаторного фона и фона от $pp \rightarrow X$ -взаимодействий в данной области энергий.

Список литературы

- [1] Предложение эксперимента по изучению механизмов образования очарованных частиц в pA -взаимодействиях при 70 ГэВ и их распадов. Протвино, ИФВЭ 1995.
- [2] Torbjorn Sjostrand. CERN-TH.6488/92, "PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3 (Physics and Manual)", 1992
- [3] Garminati F. et al. GEANT User's Guide, CERN Program Library (Dec. 1991).
- [4] Богуславский И.В., Григорьева А.И., Зернин Ю.Д. и др. — Препринт ОИЯИ P1-90-247 Дубна, 1990.
- [5] F.James. MINUIT Ref. Manual (Version 92.1), Program Library D506, CERN, 1992.
- [6] Богданова Г.А. и др. — Препринт ОИЯИ P1-95-451. Дубна, 1995.

Рукопись поступила 14 ноября 1996 г.

М.Ю.Боголюбский и др.

Эффективность регистрации очарованных частиц в рА-взаимодействиях при 70 ГэВ на установке СВД-2.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 21.11.96. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ.л. 1,75. Уч.-изд.л. 1,34. Тираж 240. Заказ 878. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

